

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 34 (1961)  
**Heft:** III  
  
**Artikel:** Absolutmessung der Energie der wichtigsten natürlichen Alpha-Strahler  
**Autor:** Rytz, Albrecht  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113175>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Absolutmessung der Energie der wichtigsten natürlichen Alpha-Strahler

von **Albrecht Rytz**, Zürich

(10. X. 1960)

*Zusammenfassung.* Mit Hilfe eines  $180^\circ$ -Spektrographen in einem grossen Permanentmagneten sind einige der wichtigsten Alpha-Energien absolut und mit hoher Genauigkeit neu bestimmt worden, nämlich für  $\text{Po}^{210}$ ,  $\text{Po}^{212}$ ,  $\text{Po}^{214}$ ;  $\text{Bi}^{212}$ ,  $\text{Bi}^{211}$ ;  $\text{Ra}^{223}$ ,  $\text{Rn}^{219}$  und  $\text{Po}^{215}$ . Das genau auskorrigierte Magnetfeld wurde mit Protonenresonanz gemessen und die Bahndurchmesser mit einem Normalmeterstab verglichen.

## 1. Einleitung

Die experimentelle Erforschung des Alpha-Zerfalls stützt sich vor allem auf die genaue Kenntnis der kinetischen Energie der ausgesandten Teilchen und deren relative Intensitäten, d.h. der partiellen Zerfallskonstanten. Es sind dies auch die einzigen einer direkten Messung zugänglichen Bestimmungsstücke. Da z.B. einer Änderung der Zerfallsenergie von 3 auf 10 MeV eine Verschiebung der Zerfallswahrscheinlichkeit um 26 Zehnerpotenzen entspricht, ist es wichtig, Absolutmessungen von grosser Genauigkeit zu haben. Da ferner Relativmessungen oft nur über einen beschränkten Energiebereich gültig sind, braucht man zuverlässige Absolutwerte, die möglichst über das ganze Spektrum verteilt sind. Substanzen wie  $\text{Po}^{210}$  können schliesslich auch sehr wohl zum direkten Eichen von Spektrometern für Protonen usw. in Frage kommen.

Genaue Absolutmessungen von Alpha-Energien sind seit der Entdeckung der Alpha-Feinstruktur durch ROSENBLUM<sup>1)</sup> an mehreren natürlichen Alpha-Strahlern von verschiedenen Forschern und nach unterschiedlichen Methoden ausgeführt worden. Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der Methoden, relativen Genauigkeiten und untersuchten Substanzen.

Die Abweichungen zwischen den einzelnen Ergebnissen sind oft wesentlich grösser als die angegebenen Fehler und scheinen daher auf systematische Fehler hinzuweisen. Solche sind vor allem in der nie ganz vermeidbaren Bremsung der Alpha-Teilchen in den verwendeten Quellen

zu suchen. Figur 1 zeigt einen graphischen Vergleich der in Tabelle 1 angeführten Messungen mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit. Es wurde überall auf die heute geltenden Fundamentalkonstanten umgerechnet. Unsere in Tabelle 5 zusammengestellten Resultate sind bereits früher in Form von drei vorläufigen Mitteilungen<sup>24)</sup> veröffentlicht worden.

Tabelle 1

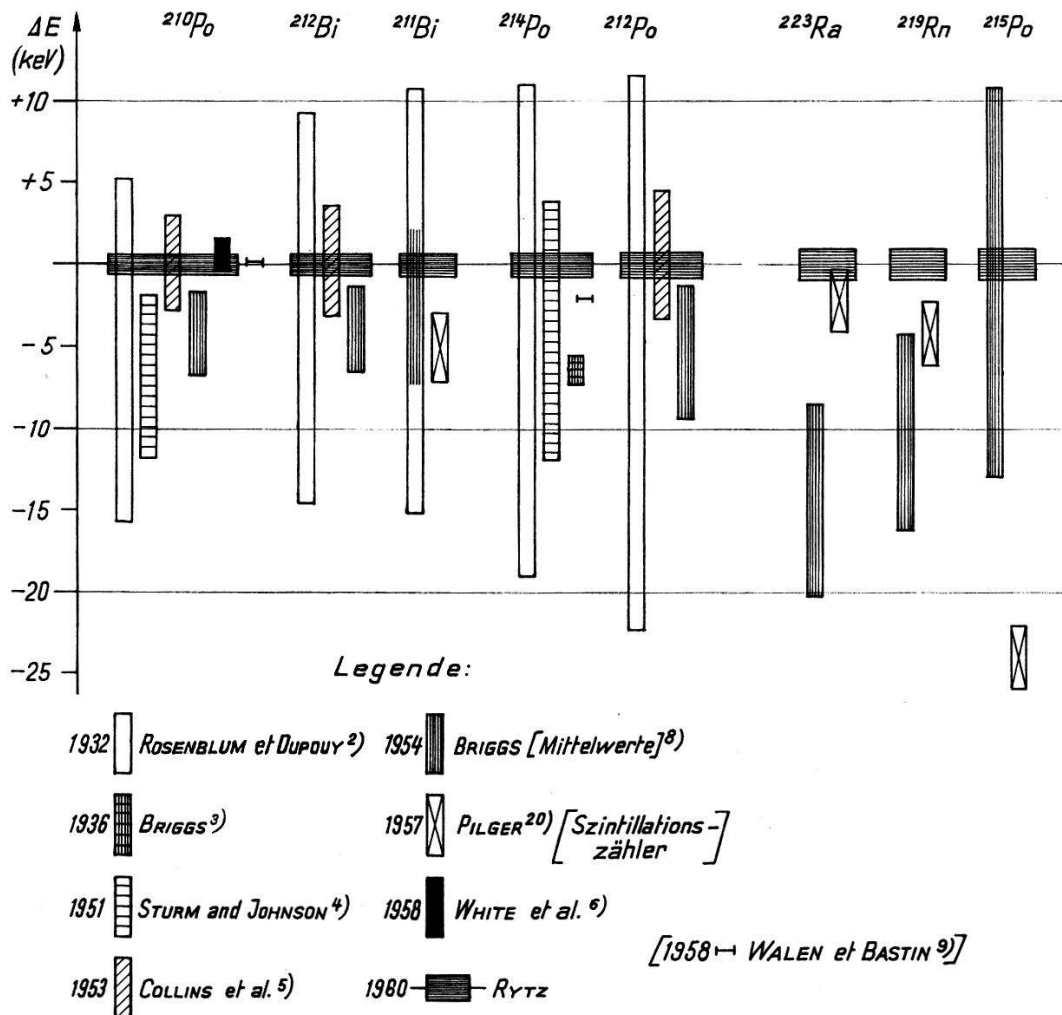
Autoren	Jahr	Methode	Grundlage der Feldmessung	rel. Fehler der Energie (standard deviation)	Substanzen
ROSENBLUM u. DUPOUY <sup>2)</sup>	1932	El.magnet 180°	Fluxmeter-Nullmethode	$\lesssim 2 \cdot 10^{-3}$	Po <sup>210</sup> , Po <sup>212</sup> , Po <sup>214</sup> , Po <sup>218</sup> , Bi <sup>211</sup> , Bi <sup>212</sup>
BRIGGS <sup>3)</sup> . . .	1936	El.magnet nicht fokussierend	Stromwaage	$1,2 \cdot 10^{-4}$	Po <sup>214</sup>
STURM und JOHNSON <sup>4)</sup> .	1951	El.stat. Analysator 90°	Normal-element	$\sim 10^{-3}$	Po <sup>210</sup> , Po <sup>214</sup>
COLLINS <i>et al.</i> <sup>5)</sup>	1953	Ring-magnet	Protonen-resonanz	$\sim 5 \cdot 10^{-4}$	Po <sup>210</sup> , Po <sup>212</sup> , Bi <sup>212</sup>
WHITE <i>et al.</i> <sup>6)</sup> .	1958	180°, Vergleich mit Lu <sup>175</sup> -Ionen	Normal-element	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	Po <sup>210</sup>

Figur 1 zeigt deutlich die mangelhafte Übereinstimmung, die auch von HANNA<sup>7)</sup> diskutiert worden ist, welcher sogar davon spricht, die Messungen von COLLINS *et al.* gar nicht zu berücksichtigen. BRIGGS<sup>8)</sup> hat 1954 versucht, unter Verwendung aller damals vorliegenden Messungen, beste Werte zu ermitteln, was aber nicht überall gelungen ist.

Mit dem Bau eines neuen, sehr grossen Permanentmagneten für Alpha-Spektroskopie in Orsay drängte sich daher eine neue präzise Vermessung der wichtigsten Alpha-Linien auf. Zudem ist die Spektrographie mit Fokussierung höherer Ordnung auf zuverlässigere Eichwerte angewiesen. In diesem Zusammenhang sei noch ein Vorschlag von WALEN und BASTIN<sup>9)</sup> erwähnt, die für Po<sup>210</sup> und Po<sup>214</sup> höhere Energiewerte einsetzen, um die Dispersionskurve ihres Spektrographen dem Spektrum der Ra-Familie anzupassen. Die entsprechenden Werte sind ebenfalls in die Figur 1 aufgenommen worden.

Für Absolutmessungen verwenden wir in erster Linie Substanzen, die genügend dünne und nicht zu schwache Quellen erlauben, vor allem also die sogenannten aktiven Niederschläge aus den Emanationen, d.h. Po- und Bi-Isotope, einige Ra-Isotope und natürlich Po<sup>210</sup>. Es wäre aber un-

zweckmässig, etwa eine  $\text{Ra}^{226}$ -Quelle zur Absolutmessung aller alpha-strahlenden Folgeprodukte zu verwenden, weil mit jedem Alpha-Rückstoss die Qualität der Quelle merkbar abnimmt und  $\text{Ra}^{226}$  selbst wegen der niedrigen spezifischen Aktivität nicht genügend dünn gemacht werden könnte.



$\Delta E$  Unterschied gegen vorliegende Arbeit

Fig. 1

Zusammenstellung der Absolutmessungen von Alpha-Energien

## 2. Vakuumkammer und Spektrograph

Die Polflächen des neuen Orsay-Magneten messen  $1600 \times 1000 \text{ mm}^2$ . Bei der Konstruktion eines Halbkreisspektrographen für Absolutmessungen waren folgende Gesichtspunkte massgebend:

- 1) Je grösser der Durchmesser  $2\rho$  der Teilchenbahnen, desto höher wird die relative Messgenauigkeit.



- 2) Je grösser  $2\varrho$ , desto mehr deformieren sich aber auch die Polflächen. Abstützen innerhalb der Kammer ist unvereinbar mit genauer Messung des Feldes längs den Teilchenbahnen.
- 3) Der Polabstand  $g$  muss möglichst viel Platz für Feldmessung und Korrekturen freilassen.
- 4) Das Magnetfeld soll etwas unterhalb der Sättigung liegen. Man erhält dann raschere Bereitschaft, grössere Stabilität und Homogenität.
- 5) Die Polflächen sind zugleich Wand der Vakuumkammer, müssen aber vor Verseuchung (z.B. durch  $\text{Po}^{210}$ ) geschützt werden.

Dies führte zu folgender Lösung:

- 1) und 2) Grösster Radius ( $\text{Po}^{212}$ )  $\varrho_{\max} \approx 500 \text{ mm}$ ;  $H \approx 8545 \text{ Gauss}$ ;
- 3)  $g = 48 \text{ mm}$ ;
- 4)  $H \approx 0,994 H_s$ ;
- 5) Dünnwandige (2 mm) Hochvakuumkammer. Der Aussenraum wurde auf Vorvakuum ausgepumpt.

Das ganze Vakuumsystem bestand aus Messing. Der äussere Rahmen diente gleichzeitig als Auflage für die Polflächen, die beim Magnetisieren mit einer Kraft von nahezu  $100 \text{ t}^*$  gegeneinander gezogen wurden. Die tragende Fläche betrug ca.  $540 \text{ cm}^2$ . Während der Aufnahmen herrschte in der innern Kammer ein Druck von höchstens  $10^{-5} \text{ mm Hg}$ .

Der Spektrograph, gleichfalls aus Messing hergestellt, trug am einen Ende die Quelle in einer exakt reproduzierbaren Lage und eine Spaltblende, am andern Ende den Halter für die Photoplatte (Fig. 2). Die Platte war von einer lichtdichten Schachtel umgeben, deren Schieberdeckel von aussen bedient werden konnte. Die Platte wurde jeweils erst freigegeben, wenn das Vakuum gut genug war, wofür bei heisser Diffusionspumpe mindestens 10 Minuten benötigt wurden. Der Abstand Platte-Quelle wurde durch einen 10 mm dicken Quarzstab kontrolliert, auf den der Plattenhalter aufgeklemmt war und der anderseits durch einen kräftigen Gummizug gegen einen Anschlag nahe bei der Quelle gepresst wurde. Dadurch wurden allfällige thermische Ausdehnungen so klein gehalten, dass man sie ganz vernachlässigen durfte. Die Spaltblende lag in der Plattenebene und bestand aus zwei 4 mm dicken Rundstäben aus Wolfram. Die runde Form war einer Schneide vorzuziehen wegen der bequemen Reinigung und verminderten Streuung. Die Spaltbreite betrug für alle Messungen ein Millimeter. Bei dieser Öffnung war die Linienform praktisch unabhängig von der Geschwindigkeit der Alpha-Teilchen. Die Quelle lag genau in der Mittelebene des Spaltes, ca. 29 mm davon entfernt (Fig. 2). Diese Distanz wurde für jede Quelle auf  $\pm 0,2 \text{ mm}$  gemessen.

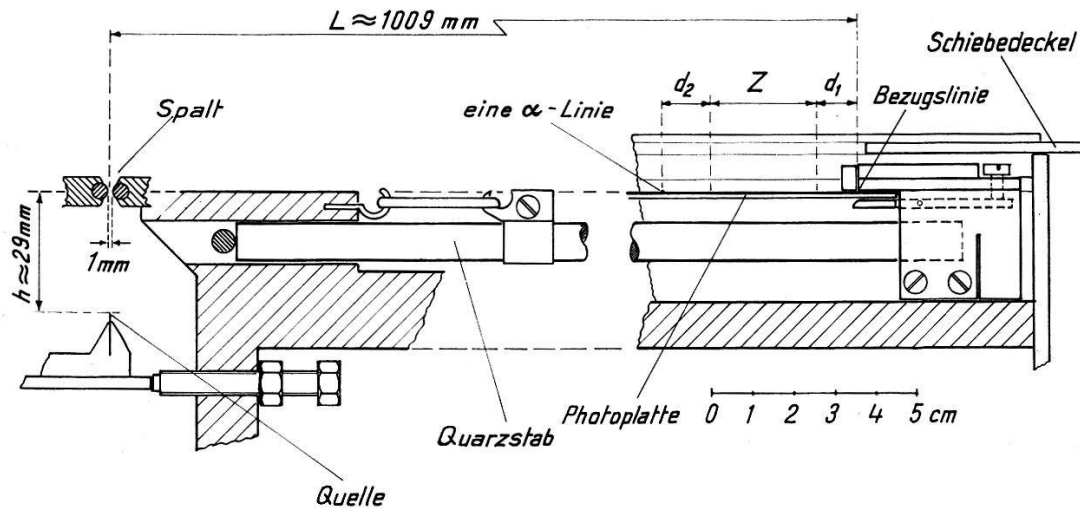


Fig. 2

Spektrograph für Absolutmessungen

Eine weitere Blende zwischen Quelle und Spalt sorgte dafür, dass nur die mittleren 5 mm benützt wurden. Es hatte sich nämlich gezeigt, dass das Magnetfeld zwischen zwei Punkten, die ca. 10 mm in Feldrichtung auseinander lagen, stellenweise bis zu einem Zehntausendstel verschieden war. Obschon die Linien gerade und parallel der Quelle waren, schien diese Vorsichtsmaßnahme nötig, weil die Messung die über das Messvolumen gemittelte Feldstärke anzeigt, während für die Alpha-Teilchen nur die Komponente senkrecht zur Bahn von Bedeutung ist.

### 3. Die Quellen

Wie schon weiter oben erwähnt wurde, können die Quellen nie ganz so dünn gemacht werden, dass die Mehrzahl der ausgesandten Teilchen völlig ungebremsst wegfliht. Es ist auch anzunehmen, dass die systematischen Fehler früherer Messungen zum Teil von zu wenig sauberen Quellen herühren.

Wir haben uns daher bemüht, möglichst saubere und dünne Quellen herzustellen. Die am Schlusse der Arbeit angegebenen Linienverbreiterungen weisen darauf hin, dass die Dicke, die einer maximalen Bremsung um ca. 500 eV entspricht, wohl kaum unterboten werden kann, was aber auch nicht nötig ist. Ausserdem hat man mit einer gewissen Schicht adsorbierter Gase zu rechnen, welche leicht mehrere hundert eV sämtlicher Teilchen beansprucht.

Als Quellenträger wurde Tantal gewählt, weil es leicht zu polieren und auch genügend widerstandsfähig gegen chemische Einwirkung ist. Der Träger bestand aus einem Blech  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ , 0,1 (bzw. 0,2 für  $\text{Ra}^{223}$ ) mm dick und mit polierter Stirnfläche. Durch Abdecken der Seitenflächen wurde erreicht, dass die Stirnfläche allein aktiviert wurde. Die günstigste

Quellenstärke richtete sich nach der Lebensdauer und betrug  $100 (\mu\text{C} \times \text{Bestrahlung in Stunden})$ .

Für  $\text{Po}^{212}/\text{Bi}^{212}$  und  $\text{Po}^{214}$  wurde ein Pt-Blech in der üblichen Weise aktiviert, indem es unter Spannung der Emanation ausgesetzt war. Der aktive Niederschlag ( $\text{Pb}^{212} + \text{Bi}^{212}$  bzw.  $\text{Pb}^{214} + \text{Bi}^{214}$ ) wurde danach im Hochvakuum auf den Quellenträger aufgedampft. Dabei musste peinlich darauf geachtet werden, dass das Pt-Blech nur gerade genügend erhitzt wurde. Für die  $\text{Bi}^{211}$ -Quelle stand wesentlich weniger Emanation zur Verfügung, so dass auf ein Aufdampfen verzichtet werden musste. Der Quellenträger wurde aktiviert, und zwar wurden deren zwei abwechselnd, im Ganzen fünfmal, aktiviert und exponiert, damit die Intensität genügend gross wurde. Wie noch gezeigt wird, waren diese Quellen bemerkenswert dünn.  $\text{Po}^{210}$  wurde durch Elektrolyse auf einem Ta-Blech niedergeschlagen, von diesem auf ein zweites und von jenem schliesslich auf den Quellenträger aufgedampft. Platin wäre für  $\text{Po}^{210}$  nicht geeignet, weil es das Polonium erst bei sehr hoher Temperatur abgibt. Die beste  $\text{Po}^{210}$ -Quelle wurde fünfmal nacheinander zu Aufnahmen verwendet. Es konnte keinerlei Alterung im Sinne einer vermehrten Bremsung der Alpha-Teilchen beobachtet werden. Hingegen war eine zunehmende, jedoch noch kaum störende Verseuchung des Spektrographen zu verspüren. Ferner sank die Quellenstärke während drei Tagen um ca. 6 Prozent weiter als der Halbwertszeit von 138 Tagen entspricht.

Schliesslich wurde noch eine  $\text{Ra}^{223}$ -Quelle hergestellt, die ja auch die Alpha-Linien von  $\text{Rn}^{219}$ ,  $\text{Po}^{215}$  und  $\text{Bi}^{211}$  liefert. Das  $\text{Ra}^{223}$  wurde aus einer organischen  $\text{Th}^{227}$ -Lösung durch Wasser extrahiert, als Chlorid im Vakuum destilliert und schliesslich in Chlor unter niedrigem Druck auf den Quellenträger aufgedampft. Leider enthielt die Ausgangslösung noch allerlei Verunreinigungen (Bi, Ba, Pb, Cs, Fe...), so dass die 10 Mikro-Curie starke Quelle nicht sehr dünn war, was auch an der bläulichen Farbe der polierten Stirnfläche des Trägers erkennbar war. Das von der Quelle reichlich abgegebene  $\text{Rn}^{219}$  erschwerte einerseits das Zählen der Alpha-Spuren der ohnehin breiten und wenig steilen Linien, war aber andererseits ein Beweis dafür, dass die Quelle nicht von einer inaktiven Schicht bedeckt war. Dies lässt sich auch damit belegen, dass die hier durch mehrere Alpha-Rückstösse schon sehr breite  $\text{Bi}^{211}$   $\alpha_0$ -Linie in ihrer hochenergetischen Kante innerhalb der Messfehler mit dem vorher erhaltenen Resultat übereinstimmt.

#### 4. Das Magnetfeld

Es war von Anfang an mit der Notwendigkeit von Korrekturen des Feldes zu rechnen. Durchbiegung und Unregelmässigkeiten der Oberfläche der 11 cm dicken Polstücke, Unterschiede zwischen den einzelnen

Permanentmagneten und Höhendifferenzen im Rahmen der Vakuumkammer konnten nicht klein genug gemacht werden für die hohen Ansprüche unserer Messungen. Nachdem festgestellt war, dass die Topographie des Feldes reproduzierbar und trotz der Nähe der Sättigung zeitlich konstant war, wurde eine erste grobe Korrektur durch Auflegen von Kupferfolien auf die langen Seiten des Messingrahmens der Vakuumkammer vorgenommen. Dies änderte den Winkel zwischen den Polflächen um  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Es zeigte sich, dass die Topographie von der Art und Weise der Magnetisierung abhängig war. Schliesslich konnte ein Verfahren gefunden werden, das jedesmal dasselbe Ergebnis brachte: 1. Sättigung in der Gegenrichtung. 2. Sättigung in der gewünschten Richtung. 3. Senken des Feldes (um ca. 0,5%) durch eine Reihe von kleinen Stromstössen bis etwas oberhalb des gewünschten Wertes. Nach wenigen Stunden konnte schon mit Messen begonnen werden, und vom folgenden Tag an änderte sich die Feldstärke kaum mehr. Wurde aus Versehen die Richtung umgekehrt, so war die Topographie fast die gleiche, nur mit etwa 1,4 mal grösseren Höhenunterschieden.

Die Induktion konnte an jeder Stelle in und ausserhalb der Vakuumkammer durch die Protonen-Resonanzfrequenz gemessen werden. Transitron und Detektor wurden wie bei BUMILLER<sup>10)</sup> ausgeführt. Die Grösse der Kammer verlangte eine bewegliche, ca. 170 cm lange Zuleitung vom Transitron zum Messkopf. Sie wurde aus gewöhnlichem Koaxialkabel mit T-Stück in der von KNOEBEL und HAHN<sup>11)</sup> angegebenen Weise hergestellt. Der Messkopf aus Plexiglas hatte ein Probenvolumen von 4 mm  $\varnothing$  und 0,13 ml Inhalt. Es war mit 0,1 n wässriger Lösung von  $\text{MnSO}_4$  gefüllt. Die Hochfrequenzspule (7 Windungen von 7,2 mm  $\varnothing$ , Cu-Draht  $\varnothing$  0,4 mm, emailliert) war durch ein 0,05 mm Cu-Blech abgeschirmt. Wie mit Hilfe eines zweiten Messkopfes festgestellt wurde, übte das Material selbst keinen merklichen Einfluss auf die Resonanzfrequenz aus. Der Messkopf trug ferner ein Paar Helmholtz-Spulen, durch die das Feld mit einer Amplitude von ca. 1 Gauss moduliert wurde. Die Modulationsfrequenz von ca. 150 Hz musste gelegentlich etwas verändert werden, um mechanische Resonanz der dünnen Kammerwand zu vermeiden. Die Modulationsspannung wurde über einen Phasenschieber den  $x$ -Ablenkplatten eines Kathodenstrahloszillographen zugeführt.

Die Transitronfrequenz  $\nu$  wurde so eingestellt, dass das Protonensignal genau in der Mitte der Modulation lag und hierauf an einem absoluten Frequenzmesser (Rochar) abgelesen. Die Induktion wurde gemäss  $B = 2\pi\nu/\gamma_P$  ausgerechnet. Für das gyromagnetische Verhältnis des Protons wurde der Wert von DRISCOLL und BENDER<sup>12)</sup> verwendet:

$$\gamma_P = (2,67513 \pm 0,00002) \cdot 10^4 \text{ rad sec}^{-1} \text{ Gauss}^{-1}.$$



Der Messkopf konnte an einem Schwenkarm befestigt werden, dessen Länge und Drehpunkt gemäss den zu messenden Alpha-Energien einstellbar waren. Der Schwenkmechanismus konnte durch eine Öffnung im Kammerrahmen eingeschoben und von aussen über einen endlosen Broncedraht\*) betätigt werden. So war es möglich, irgend eine der gewünschten Teilchenbahnen in kurzer Zeit und an etwa 30 Punkten, die auf  $\pm 1$  cm genau bestimmt waren, zu messen.

Die so gemessene Topographie war noch keineswegs gut genug für unsere Messungen, denn sie enthielt Differenzen bis zu  $6,5 \cdot 10^{-4}$ . Der freie Raum zwischen Polstück und Vakuumkammer (ca. 7 mm) eignete sich sehr gut zum Anbringen von Korrekturfolien. Diese wurden auf eine in diesen Raum passende Al-Platte von 5 mm Dicke mit Araldit aufgeklebt. Es standen Foliendicken von 10, 15 und 25  $\mu$  zur Verfügung. Unter der (gut bestätigten) Annahme einer unendlich grossen Permeabilität dieser Folien gaben 10  $\mu$  Eisen eine Zunahme des Feldes von 7,6 auf 36 000 kHz. Durch passende Streifenstruktur konnten auch kleinere Korrekturen erhalten werden. Wie Versuche gezeigt hatten, durften die Lücken zwischen den Streifen höchstens 15 mm betragen, ohne dass die Struktur in der Messebene fühlbar wurde. Durch Herausschneiden bzw. Aufkleben zusätzlicher Streifen wurde nach 4 Versuchen eine Homogenität in der benützten Gegend erreicht, die weitere Korrekturen unnötig machte. Auf dem ungünstigsten Halbkreis betrug die mittlere quadratische Abweichung noch  $3 \cdot 10^{-5}$  und die maximale Abweichung vom Mittel  $7,5 \cdot 10^{-5}$ .

Es war zu erwarten, dass nach diesen Korrekturen immer noch Inhomogenitäten in Feldrichtung übrig blieben. Ein besonders kleiner Messkopf, der ober- und unterhalb der Messebene geführt werden konnte, zeigte, dass es ratsam sei, nur die 5 mm hohe Schicht in Kammermitte zu benutzen, falls die Abweichungen in Feldrichtung nicht grösser werden sollten als diejenigen senkrecht dazu.

Die Kraft von  $7,2 t^*$ , die der äussere Luftdruck auf die innerhalb des Messingrahmens liegende Fläche der Polstücke ausübte, deformierte diese genügend, um zu einer weiteren Korrektur Anlass zu geben. Die 7 Öffnungen im Rahmen erlaubten die Messung des Feldes in der evakuierten Kammer an etwa 30 über die Kammer verteilten Punkten. Auf Grund dieser Messungen wurden magnetische Niveaulinien der Deformation gezeichnet und die Korrekturen bei den vorher erhaltenen Messungen berücksichtigt. In Kammermitte betrug die Felderhöhung  $7 \cdot 10^{-5}$ . Die Messungen in der Kammer wurden stets relativ zu einem ausserhalb der Kammer liegenden Bezugspunkt gemacht, in den der Messkopf während den Aufnahmen gebracht wurde. Alle diese Messungen ergaben schliess-

---

\*) Für die kostenlose Überlassung von 30 m Broncedraht (hart, 0,4 mm  $\varnothing$ ) bin ich der Firma Selve & Co. in Thun herzlichen Dank schuldig.

lich für jede zu messende Alpha-Energie eine Hartree-Korrektur, welche während der Aufnahme gemachten absoluten Messung beizufügen war. Dass kleine zeitliche Feldänderungen überall den gleichen Betrag hatten, wurde speziell noch festgestellt.

Das Rochar-Frequenzmeter wurde kurz vor Beginn der Aufnahmen in der Fabrik geprüft und mit der 200 kHz-Welle von Droitwich verglichen. Während den Messungen konnte die Eichung jederzeit durch Messung der Trägerfrequenzen von drei grossen Rundfunkstationen\*) der Umgebung überprüft werden.

Wie auch SLÄTIS<sup>13)</sup> feststellte, ist die Temperaturabhängigkeit des Feldes viel grösser als der thermischen Ausdehnung des Materials zwischen den Polen entspricht. Wir fanden  $-2,2 \cdot 10^{-4}$  pro °C. Dank einer grosszügig geplanten Klimaanlage blieb die Temperatur des Magneten sehr konstant. Während der zwei Monate, in denen die meisten Aufnahmen gemacht wurden, betrugen die Schwankungen nie mehr als  $\pm 0,1$  °C. In der Zeit vorher waren gelegentlich Korrekturen durch einen schwachen Strom in den Magnetisierungsspulen nötig (230 mA/°C).

### *Fehler der Feldmessung*

Tabelle 2 gibt eine Zusammenstellung der Fehlerquellen mit den geschätzten Beiträgen absolut und relativ.

Tabelle 2

	Fehler absolut in kHz	$\sigma$ Fehler relativ in $10^{-6}$	$\sigma^2$ ( $10^{-12}$ )
Absolutmessung am Bezugspunkt . . .	0,36	10	100
Temperaturschwankungen . . . . .	0,2	5,5	30
Differenz Bezugspunkt-Teilchenbahn . .	0,3	8,3	69
Hartree-Korrektur . . . . .	0,2	5,5	30
Vakuum-Korrektur . . . . .	0,2	5,5	30
Ortsunsicherheit horizontal . . . . .	0,2	5,5	30
Ortsunsicherheit vertikal . . . . .	0,4	11	121
Frequenzmesser . . . . .	0,36	10	100
Gyromagnet. Verhältnis des Protons . .		3,7	14
Summe der $\sigma^2$ . . . . .			524
Totaler Fehler . . . . .	0,83 ←	23 ←	

Das Feld war also mit einem mittleren Fehler von 1/43500 behaftet.

\*) Die entsprechenden Daten wurden uns in zuvorkommender Weise von der «Radiodiffusion et Télévision Française» zur Verfügung gestellt.

### 5. Längenmessung

Die Messung der Distanz einer Alpha-Linie von der Quelle erfolgte bei  $\text{Po}^{212}$  in zwei, bei allen andern in drei bis vier Schritten (vgl. Fig. 2):

1. Quelle-Bezugslinie auf Platte:  $L$  (in Plattenebene)
2. Abtragen einer bekannten Strecke auf der Platte:  $Z$
3. Messen der Anschlussdistanzen unter dem Mikroskop:  $d$ .

Der Radius der Teilchenbahn war somit  $\varrho = 1/2 (L - Z - d_1 - d_2 + h^2/4\varrho)$ .

1. Für die Messung der Distanz  $L$  von ca. 1009 mm stand ein Repetitions-Theodolit von Wild (Heerbrugg) zur Verfügung sowie ein Invar-Maßstab von 1,25 m mit Millimeter-Teilung, der uns vom «Bureau International des Poids et Mesures» zur Verfügung gestellt wurde\*). Der Spektrograph wurde so aufgestellt, dass die Plattenebene genau waagrecht war, der Maßstab parallel dazu. Nun wurde der Theodolith so montiert, dass die waagrechte Visierlinie rechtwinklig auf den Maßstab zu stehen kam. Die zwei Theodolithaufstellungen und die Endpunkte von  $L$  bildeten sehr genau ein Rechteck. Schliesslich wurden noch die Winkel zwischen den Visuren auf die Endpunkte von  $L$  und die beiden nächsten mm-Striche gemessen und auf mm umgerechnet, was nach einem in der Geodäsie geläufigen Repetitionsverfahren geschah. Das Fernrohr hatte vom Maßstab einen Abstand von 127 cm und vergrösserte 20fach. Die Messung wurde auf beiden Seiten des Spektrographen vorgenommen und ergab eine erhebliche Differenz, weil der Markierungsspalt nicht parallel zur Quelle lag. Das rührte davon her, dass das Befestigungsstück für die Platte, nachdem es am Quarzstab befestigt war, nicht mehr bearbeitet werden konnte. Die Abhängigkeit von  $L$  vom Abstand  $y$  vom Rand der Photoplatte konnte aber leicht berücksichtigt werden und bewirkte keine wesentliche Unsicherheit. Der mittlere Fehler dieser Längenmessung betrug  $\pm 0,025$  mm.

2. Das zur Verfügung stehende Mikroskop war mit einem mit zwei 25 mm langen Mikrometerschrauben ausgerüsteten Kreutztisch versehen. Da die Alpha-Linien auf den Platten bis zu 23 cm Abstand von der Markierlinie hatten, mussten genau bekannte Strecken  $Z$  auf der Platte abgetragen werden. Dies konnte in zuverlässiger Weise mit Hilfe von Endmassen geschehen: An die Endflächen wurden schwach vorstehende Stücke von Rasierklingen angepresst und das Ganze auf die Platte abgedrückt. Ein Versuch mit einem 20 mm Endmass ergab, dass die abgetragene Distanz einfach die Endmasslänge vermehrt um die Klingendicke war.

---


\*) Ich spreche Herrn Dir. VOLET den verbindlichsten Dank aus für die Erlaubnis, den Maßstab Nr. 22 benützen zu dürfen.

3. Die Anschlussdistanzen  $d$  betrugen höchstens 25 mm und konnten mit dem Mikrometer des Mikroskops genau gemessen werden.

### *Fehler der Längenmessung*

Ähnlich wie bei der Messung des Magnetfeldes werden in der Tabelle 3 alle Fehlerquellen erwähnt und ihre Beiträge gemäss den Erfahrungen und Beobachtungen eingesetzt.

Tabelle 3

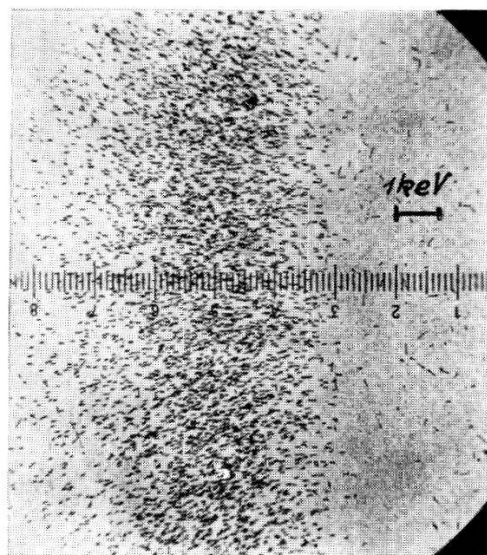
	Fehler abs. (mm)	$\sigma$ Fehler rel. ( $10^{-6}$ )	$\sigma^2$ ( $10^{-12}$ )
Quellenrand (ausgefranst durch Polieren)	0,015	19,3	372
Abstand L, Quelle-Markierspalt . . . . .	0,025	32,2	1030
Abstand Quelle Spalt . . . . .	0,004	5,2	27
Definition des Markierspalts auf Platte .	0,002	2,6	7
Thermische Ausdehnung der Platte . .	0,005	6,5	42
Schrumpfung . . . . .	0,010	12,9	166
Wahl des Punktes am Linienkopf . . .	0,020	25,8	665
Abstand vom Plattenrand $y$ . . . . .	0,010	12,9	166
Zwischendistanz $Z$ . . . . .	0,007	9,0	81
Mikrometer am Mikroskop . . . . .	0,004	5,2	27
Normalmaßstab . . . . .	0,005	6,5	42
Summe der $\sigma^2$ . . . . .			2625
Totaler Fehler . . . . .		51 	

Der absolute Fehler der Längenmessung ist also im Mittel  $\overline{\Delta(2\varrho)} \approx 0,045$  mm.

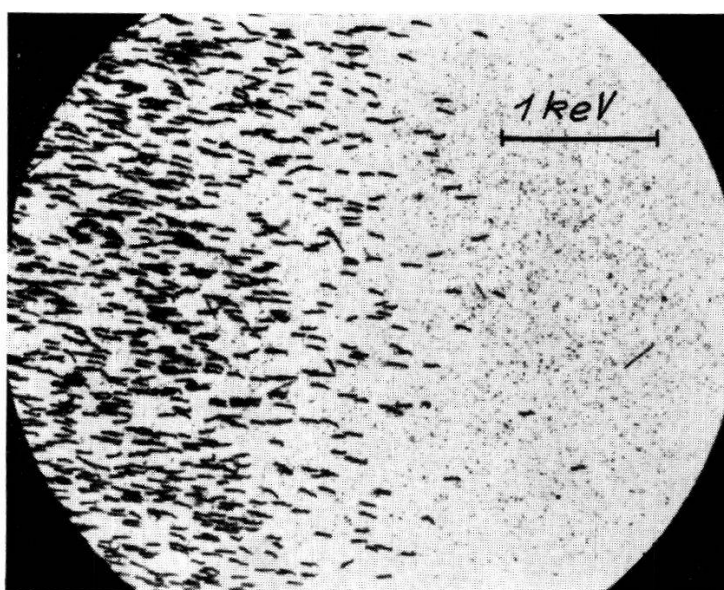
## 6. Photoplatten

Die Abmessungen der von Ilford Ltd. gelieferten Platten betrugen  $275 \times 15,5$  mm<sup>2</sup>. Die Emulsion (C 2) war  $25 \mu$  dick und mit einer Schutzschicht von  $5 \mu$  Gelatine bedeckt. Alpha-Teilchen geben derart deutliche Spuren, dass dem Entwickeln keine besondere Sorgfalt geschenkt werden musste. Die günstigste Entwicklungsdauer wurde durch Versuche ermittelt und betrug für Agfa Rodinal 1/100 etwa 37 Min. bei  $20^\circ$  C. Das Trocknen der Platten hingegen durfte weder zu rasch noch zu langsam erfolgen. Bei raschem Trocknen ist die Deformation der Gelatine ungleichmässig, und man verliert die Möglichkeit, gestreute Teilchen von den normalen zu unterscheiden. Bei sehr langsamer Trocknung deformiert sich die Gelatine nicht, und die Spuren erscheinen fast nur als Punkte, was die Lesbarkeit herabsetzt. Legt man die nasse Platte in ein

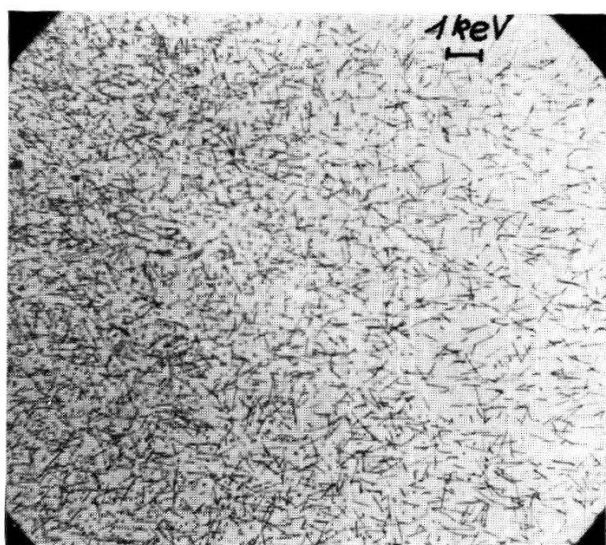




←  $^{210}\text{Po}$   
(vergr.  $63\times$ )



$^{210}\text{Po}$  →  
(vergr.  $210\times$ )



←  $^{215}\text{Po}$   
(vergr.  $55\times$ )

Die zugehörigen Spuren  
sind nur als Punkte  
sichtbar.  
Die langen Spuren  
stammen von  
diffundiertem  $^{219}\text{Rn}$  her.



einseitig geschlossenes enges Glasrohr und zieht sie bei fortschreitender Trocknung immer mehr heraus, erreicht man leicht eine kleine Verzerrung, welche die Spuren etwas schief stellt und doch über grosse Bereiche einander parallel lässt (siehe Fig. 3).

Alle Platten wurden nach einem einheitlichen Verfahren und nur in den mittleren 5 mm ausgewertet. Ein Leitz-Ortholux Mikroskop, dessen Kreutzisch zwei Präzisions-Mikrometerschrauben trug, diente zum Zählen der Spuren. Das Gesichtsfeld betrug  $118 \times 16 \mu^2$ ; die grössere Abmessung war in Richtung des Magnetfeldes. Dieses Feld wurde in Schritten von  $20 \mu$  über die ganze Linie geführt und jedesmal die innerhalb liegenden Spuren gezählt. Die Zeilen waren  $150 \mu$  voneinander entfernt. Es wurden in der Regel 33 Zeilen ausgezählt. Die Zählung begann etwa 10 Felder vor der Linie und wurde nach dem steilen Anstieg nur mit  $1/3$  der Zeilenzahl über die ganze Linie weitergeführt. Die Zeilen wurden hierauf senkrecht addiert. Der Abstand  $y$  der mittleren Zeile vom Plattenrand musste in der Längenmessung berücksichtigt werden, weil die Bezugslinie etwas schief stand.

## 7. Form der Linien

Es ist nicht leicht zu entscheiden, welches die Spuren der Alpha-Teilchen sind, die dem der Photoplatte näheren Rand der Quelle entsprechen, weil auch die sauberste Quelle nicht monoenergetisch ist und zudem noch allerlei Streuung und «straggling» stattfindet. Es hat auch keinen Sinn, die Quellenbreite stark unter die Breite der Linie zu senken. Diese beträgt in unserem Falle für unendlich schmale und in der Spaltmitte angebrachte Quellen  $\Delta_0 = \varrho f^2/h^2$ , wobei  $\varrho$  den Bahnradius,  $f$  die halbe Spaltbreite,  $h$  den Abstand Quelle-Spalt bedeutet. Wir erhalten für  $\text{Po}^{210}$  ca. 0,12 mm, was sich kaum noch vermindern lässt, wenn man nicht die erforderlichen Quellenstärken steigern will. Dies hätte jedoch Verbreiterung der Linien durch Selbstabsorption zur Folge.

Die Form der Linien, das heisst der Intensitätsverlauf, lässt sich berechnen (siehe z.B. WALLEN<sup>14</sup>), OWEN<sup>15</sup>). Leider weichen die beobachteten Linien immer mehr oder weniger von der berechneten Form ab, was vor allem von der Absorption der Teilchen in der Quelle selbst herrührt. Für Absolutmessungen sind einzig die möglichst ungebremsten Teilchen wichtig, das heisst der Linienkopf. Einen analytischen Ausdruck für den Intensitätsverlauf am äussersten Linienkopf erhält man leicht auf folgende Weise (siehe z.B. COLLINS<sup>5</sup>).

$\varrho$  sei der Bahnradius der von der Quelle ausgesandten monoenergetischen Linie.  $P$  ist das Linienende und befindet sich um  $2\varrho$  entfernt vom rechten Quellenrand. Ein Teilchen, das in  $Q$  die Platte trifft, hat sein Bahnzen-

trum auf dem Kreisbogen  $qq$ . Alle Teilchen, die von der Quelle ausgesandt werden, haben ihr Bahnzentrum zwischen den Kreisbogen  $ll$  und  $rr$ . Da sämtliche Quellenpunkte innerhalb des verwendeten Raumwinkels isotrop strahlen, ist ein durch die Blenden abgegrenztes Stück der Fläche zwischen  $ll$  und  $rr$  gleichmässig dicht mit Bahnmittelpunkten belegt. Deshalb ist die Länge des Kreisbogens  $qq$ , der zwischen  $ll$  und  $rr$  liegt, proportional zur Intensität im Punkte  $Q$  (mit Abszisse  $x$ ) der Photoplatte. Für  $x < 2s$  gilt also

$$I(x) \sim 2 \varrho \arcsin \sqrt{\frac{x}{\varrho}} \approx K \sqrt{x}.$$

Die Korrekturen wegen der Neigung der Teilchenbahn zur Ebene, die auf dem Magnetfeld senkrecht steht, sowie der Umstand, dass die Quelle nicht in der Plattenebene liegt, sind in unserem Falle unwichtig.

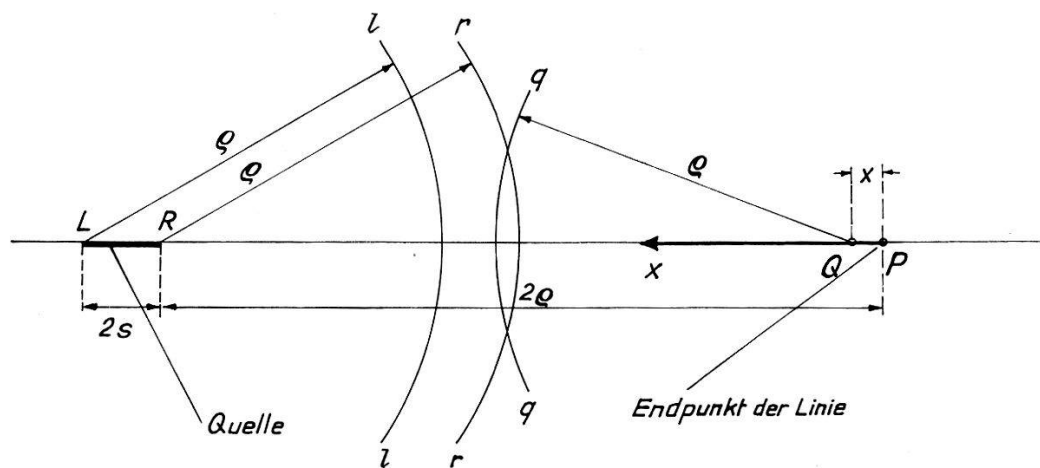


Fig. 4

Zur Berechnung der Intensität am Linienkopf

Der Linienkopf sollte also steil abfallen, konvex nach oben sein und eine senkrechte Tangente im Nullpunkt besitzen. Statt dessen beobachten wir (Fig. 5) stets konkave Enden, die sich auf den letzten paar Hundertstel eines Millimeters nur allmählich an die  $x$ -Achse legen.

Da es keinen Mechanismus gibt, der die Alpha-Teilchen noch beschleunigt, suchen wir nach solchen, die eine Beschleunigung vortäuschen könnten:

- 1) Kleine Klümpchen des Quellenmaterials fliegen durch Rückstoss auf die Spaltblende. Jede Blende hat eine, wenn auch sehr kleine, Fläche, von der aus Kreise mit Radius  $\varrho$  zur Photoplatte führen und sie jenseits von  $P$  treffen.

2) An Gasmolekülen gestreute Alpha-Teilchen können ihre Richtung so ändern, dass sie ein grösseres  $H_0$  vortäuschen.

Der erste Effekt müsste bei  $\text{Po}^{210}$  besonders deutlich sein, da Polonium bekanntlich nicht gut an seiner Unterlage haftet. Zudem müsste bei wiederholter Benützung von Poloniumquellen eine kumulative Wirkung auftreten, was aber beides nicht zutrifft.

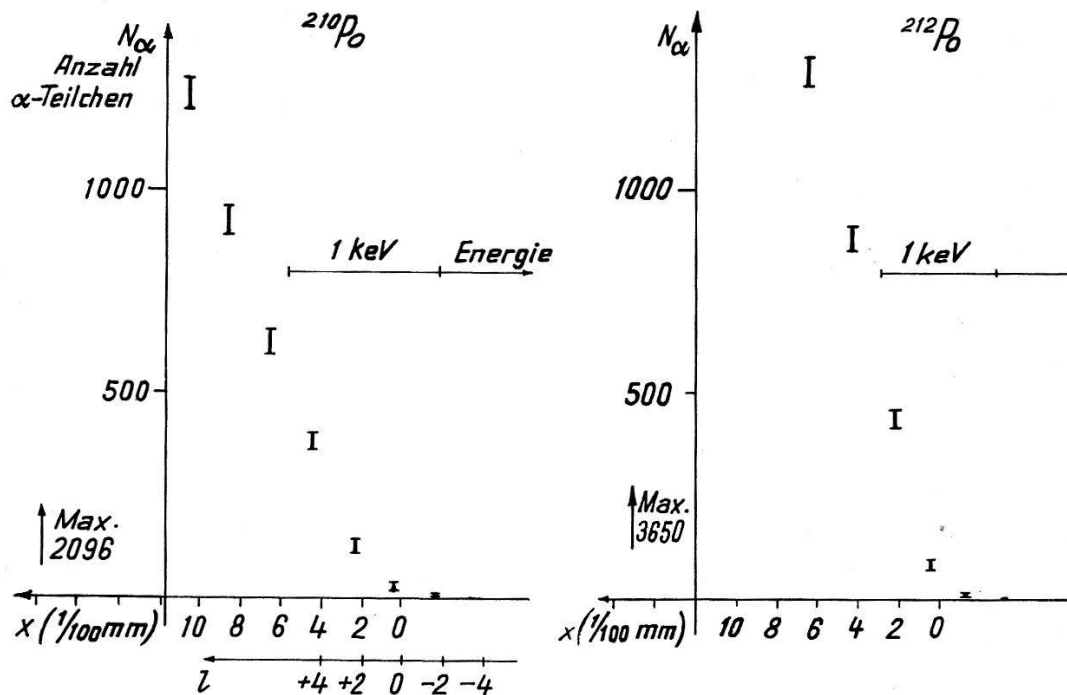


Fig. 5

Zwei Beispiele von gemessenen Linienköpfen

Hingegen wollen wir versuchen, die Streuung im Restgas abzuschätzen. Ein Alpha-Teilchen von 5,3 MeV erzeugt in Normalluft 2500 Ionenpaare pro mm Bahn<sup>16)</sup>, bei  $p = 10^{-5}$  mm Hg also  $i = 2,5 \rho \pi 10^{-2}/760 \approx 0,04$   $I p/\alpha$  auf der ganzen Halbkreisbahn. Wegen der im Vergleich zur Bindungsenergie der Elektronen sehr hohen kinetischen Energie der Alpha-Teilchen dürfen wir bei Vernachlässigung der unelastischen Stösse erwarten, dass jedes fünfundzwanzigste Alpha-Teilchen auf seiner Bahn ein freies Elektron derart trifft, dass es meistens nur wenig Energie erhält, die Richtungsänderung des Alpha-Teilchens also nahe beim Maximum liegt. Die grösstmögliche Richtungsänderung ist gleich dem Massenverhältnis  $m/M = 1/7350 \approx 28''$ , und die grösste Verschiebung auf der Photoplatte wird  $l_0 = 0,053$  mm. Nun hat ja der in Figur 5 gezeigte Linienkopf gerade einen Auslauf von einigen Hundertstel mm. Wir haben deshalb mit der gleichen  $\text{Po}^{210}$ -Quelle noch zwei Aufnahmen gemacht und dabei den Druck durch Schliessen der Klappe an der Diffusionspumpe etwas erhöht. Wie man sieht (Fig. 6), wird der Auslauf bei erhöhtem Druck ein wenig länger,

doch ist der Effekt nur klein. Zum Vergleich zeigt Figur 6 noch die anschliessend bei gutem Vakuum erhaltene Kurve, welche die Vermutung widerlegt, es könnte sich um eine Alterung der Quelle gehandelt haben.

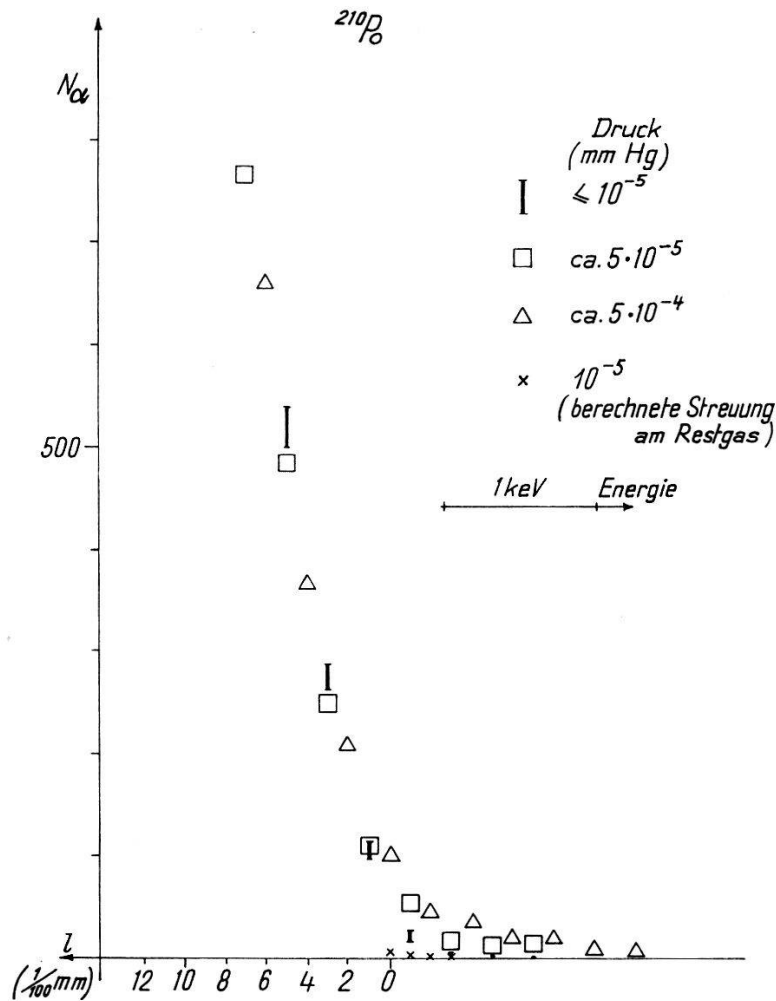


Fig. 6

Druckabhängigkeit des Linienkopfes. Die drei Linien enthalten die gleiche Zahl von Spuren und sind in Abszissenrichtung künstlich einander angepasst

Es bedeute  $\varphi$  den Winkel, den die Stossebene mit der durch Teilchenimpuls und Magnetfeld aufgespannten Ebene bildet,  $\psi$  das Azimut, bei dem der Stoss stattfindet. Unter der Annahme, dass alle  $\varphi$  bzw.  $\psi$  gleich wahrscheinlich sind, erhalten wir für die Zahl der um mindestens die Strecke  $l$  (auf der Platte) vor- oder rückgestreuten Teilchen

$$N_{\psi}(l) = i \frac{N_0}{\pi} \left( \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{l}{l_0 \sin \psi} \right); \quad l_0 = \varrho \frac{m}{M}.$$

$N_0$  Teilchen würden ohne Streuung beobachtet.

Die Integration über  $\psi$  wird am besten graphisch ausgeführt. Nach Differentiation nach  $l$  folgt für  $i = 0,04$  ( $p = 10^{-5}$  mm Hg):

$l$ (mm)	$\frac{100}{N_0} \cdot \frac{\Delta N(l)}{\Delta l}$
< 0,005	0,885
0,01	0,92
0,02	0,77
0,03	0,67
0,04	0,58
> 0,045	0,25

Die Werte für  $N_0(l)$  können wir angenähert der Figur 6 entnehmen und damit  $\Delta N(l)$  pro 1/100 mm ausrechnen:

$l$ ( $1/100$ mm)	$N_0(l)$	$\Delta N$
0	0	6,2
-1	95	3,4
-2	170	1,6
-3	270	0,6
-4	385	0

Die  $\Delta N$  gelten angenähert auch für  $+l$  (in Richtung abnehmender Energie). Sie geben an, wieviele Teilchen durch Streuung so abgelenkt wurden, dass sie die Platte bei  $l$  trafen. Wie Figur 6 zeigt, könnten die beobachteten Kurvenformen nur dann befriedigend durch Streuung am Restgas erklärt werden, wenn der Druck etwa  $8 \cdot 10^{-5}$  mm Hg betragen hätte. Da aber während der Aufnahmen nie ein Druck von mehr als  $10^{-5}$  herrschte und die Druckabhängigkeit doch offenbar nur klein ist, kann dieser Effekt nur eine kleine Korrektur bewirken.

Wir sind deshalb der Ansicht, dass die Abweichung der beobachteten Form des Linienkopfes von der für unendlich dünne Quellen berechneten durch Bremsung der Teilchen in der nie ideal dünnen Quelle verursacht wird. Unter der Annahme, eine Quelle sei eine homogene Mischung von aktiven Atomen und Verunreinigungen (z.B. mitverdampften Oxyden usw.) der Dicke  $b$  (in keV), trifft ein Teilchen aus der Tiefe  $b$  die Platte um  $a = b \varrho/E$  (in mm) weniger weit als eines von der Quellenoberfläche.

Jede zur Plattenebene parallele Schicht der Quelle erzeugt also ihren Linienkopf, der gegen den der Oberflächenschicht entsprechend der Tiefe



verschoben ist. Der resultierende Intensitätsverlauf wird daher durch das Integral

$$I_a(x) = K \int_0^a (x - \xi)^{1/2} d\xi$$

dargestellt. Eine dicke Quelle erzeugt also einen Linienkopf wie  $I(x) = K' x^{3/2}$ , was der Beobachtung viel besser entspricht. Ist die Verschiebung  $a$  kleiner als 1/10 mm, so gilt

$$I_a(x) = K' [x^{3/2} - (x - a)^{3/2}] ,$$

wobei der zweite Term erst bei  $x = a$  beginnt.

Nun ist natürlich auch der Linienschwanz um die Strecke  $a$  verschoben, also die Basis der Linie um  $a$  verbreitert. Die Breite für unendlich dünne Quellen berechnet sich nach WALEN<sup>14)</sup> zu

$$\Delta = 2s + \varrho \left( \frac{2s+f}{h} \right)^2 ,$$

wobei  $2s$  die Quellenbreite,  $2f$  die Spaltbreite und  $h$  den Abstand Quelle/Spalt bedeuten. WALEN gibt auch die Form der Linien bei einigen Quellendicken an, wenn auch für eine etwas andere Anordnung. Danach scheint es nicht unvernünftig, wenn wir den Schnittpunkt der Tangente an die Niederenergieseite mit der Nulllinie als ungefähren Linienschwanz betrachten (Fig. 7). Die wirklichen Linien weichen wegen Absorption und «straggling» immer mehr oder weniger von den berechneten ab. Die so gefundene experimentelle Breite bezeichnen wir mit  $D$ . Dann ist  $b = (D - \Delta) E/\varrho$ . Diese Größen sind für alle Quellen in der Tabelle 4 zusammengestellt:

Tabelle 4

Substanz	$\varrho$ (mm)	$E$ (keV)	$\Delta$ (mm)	$D$ (mm)	$a = D - \Delta$ (mm)	$b = (D - \Delta)E/\varrho$ (keV)
Po <sup>212</sup>	500	8785	0,323	0,352	0,029	0,51
Po <sup>214</sup>	467	7687	0,305	0,530	0,225	3,70
Bi <sup>211</sup> $\alpha_0$	435	6622	0,296	0,396	0,100	1,52
Bi <sup>212</sup> $\alpha_0$	415	6051	0,284	0,320	0,036	0,52
Po <sup>210</sup>	388	5305	0,270	0,350	0,080	1,09
Ra <sup>223</sup> $\alpha_5$	403	5714	0,28	1,48	1,20	17
Rn <sup>219</sup> $\alpha_1$	432	6551	0,30	1,72	1,42	21,5
Po <sup>215</sup>	458	7384	0,30	1,85	1,55	25
Bi <sup>211</sup> $\alpha_0$	434	6622	0,30	2,32	2,02	30,8



Wir lernen daraus einiges über die verwendeten Quellen: ThB + C war offenbar eine überaus dünne Quelle, wogegen RaB + C eine beträchtliche Dicke hatte. Die durch direkte Aktivierung erhaltene AcB + C-Quelle war nicht wesentlich dicker als das zweimal destillierte Po<sup>210</sup>. Die Linienverbreiterung durch die Rückstöße in der Actinium-Familie tritt sehr schön in Erscheinung. Da wir aber über die Verteilung der Aktivität nichts wissen, dürfen wir diesen Zahlen nicht zu viel Bedeutung beimessen.

Wir nehmen den Wert für  $a$  aus Tabelle 4 und berechnen die Funktion  $I(x) = x^{3/2} - (x - a)^{3/2}$ . Wir wählen nacheinander verschiedene Punkte  $P'$ , lassen den berechneten Wert durch Anpassen der Konstanten  $K'$  jeweils mit einem willkürlich gewählten Punkt der gemessenen Linie (etwa  $x = 0,06$  mm) übereinstimmen und sehen nach, für welchen dieser 0,01 mm auseinanderliegenden Punkte wir die geringsten Abweichungen in den übrigen Punkten erhalten. Den so festgelegten Punkt  $x = 0$  nennen wir dann den Endpunkt  $P$  der Linie. Er entspricht dem Treffpunkt eines Alpha-Teilchens, das den der Platte nähern Rand der Quelle ungebremsst verlassen konnte; er ist in Figur 7 durch einen Pfeil markiert.

Ra<sup>223</sup>, Rn<sup>219</sup> und Po<sup>215</sup> ergaben keine so guten Linienprofile (Fig. 8). Zur Auswertung wurden einfach die Erfahrungen aus den Messungen mit dünnen Quellen verwendet. Die Genauigkeit muss daher schätzungsweise um die Hälfte verringert werden.

Die Zahlen der ausgewerteten Platten ( $W$ ) und der auf der jeweils besten Platte insgesamt ausgezählten Teilchen ( $Z$ ) betragen:

Substanz	W	Z
Po <sup>212</sup>	8	8100
Po <sup>214</sup>	4	7900
Bi <sup>211</sup>	2	9500
Bi <sup>212</sup>	3	4100
Po <sup>210</sup>	7	13500
Ra <sup>223</sup>	2	4100
Rn <sup>219</sup>	2	4500
Po <sup>215</sup>	2	5000

Nur bei Ra<sup>223</sup> und Po<sup>210</sup> diente ein und dieselbe Quelle zu mehr als einer Aufnahme. Die Übereinstimmung war in diesen Fällen sehr gut. Bei den übrigen existierten nirgends zwei gleich gute Aufnahmen, so dass in den Endresultaten nur die beste berücksichtigt wurde. Die Qualität einer Quelle kann man aus der Linienbreite  $D$  und der Steilheit des Kopfes beurteilen. Die Auswahl der besten Aufnahme ohne Berücksichtigung der andern drängte sich besonders dann auf, wenn kombinierte Quellen

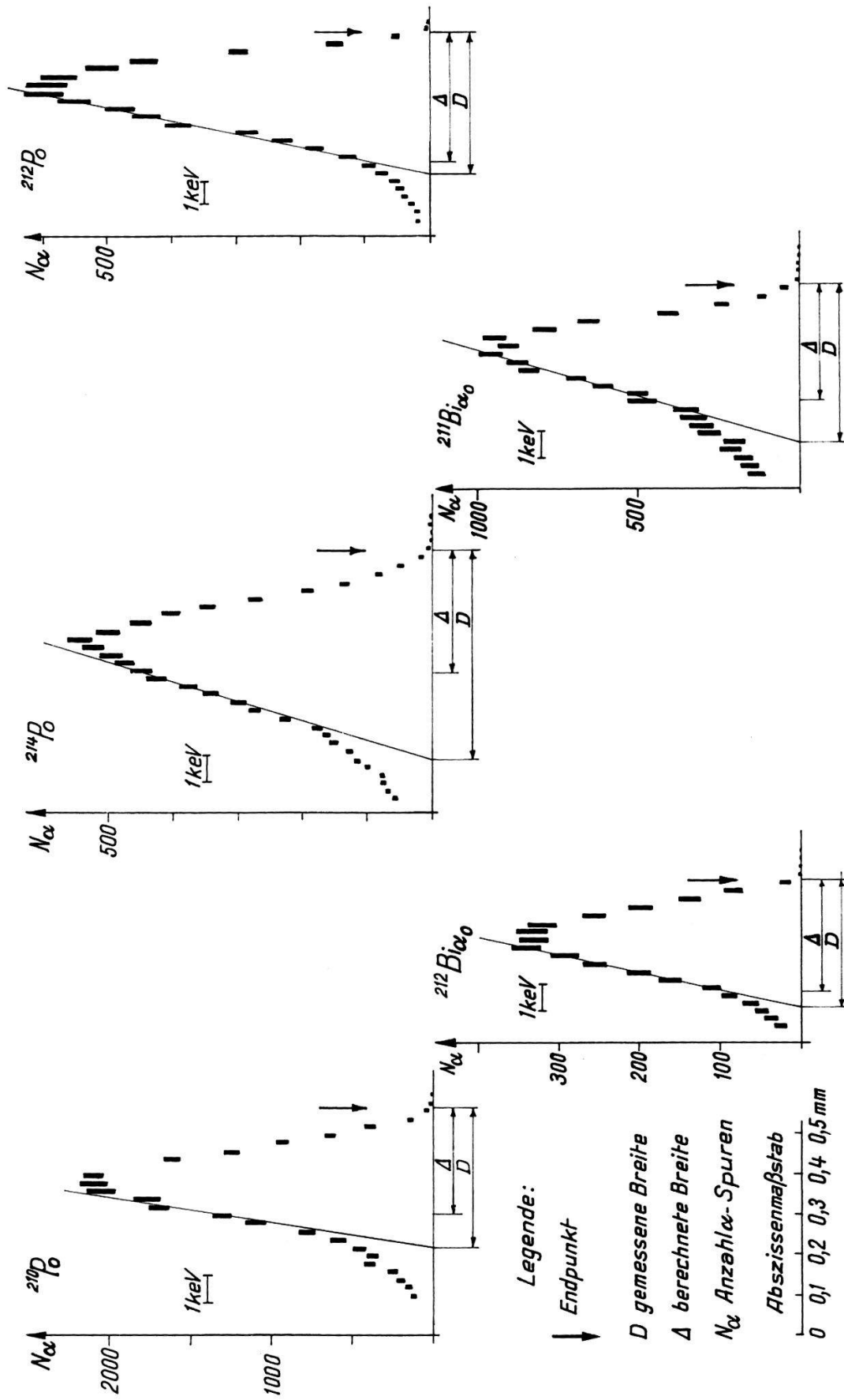


Fig. 7 Linienprofile

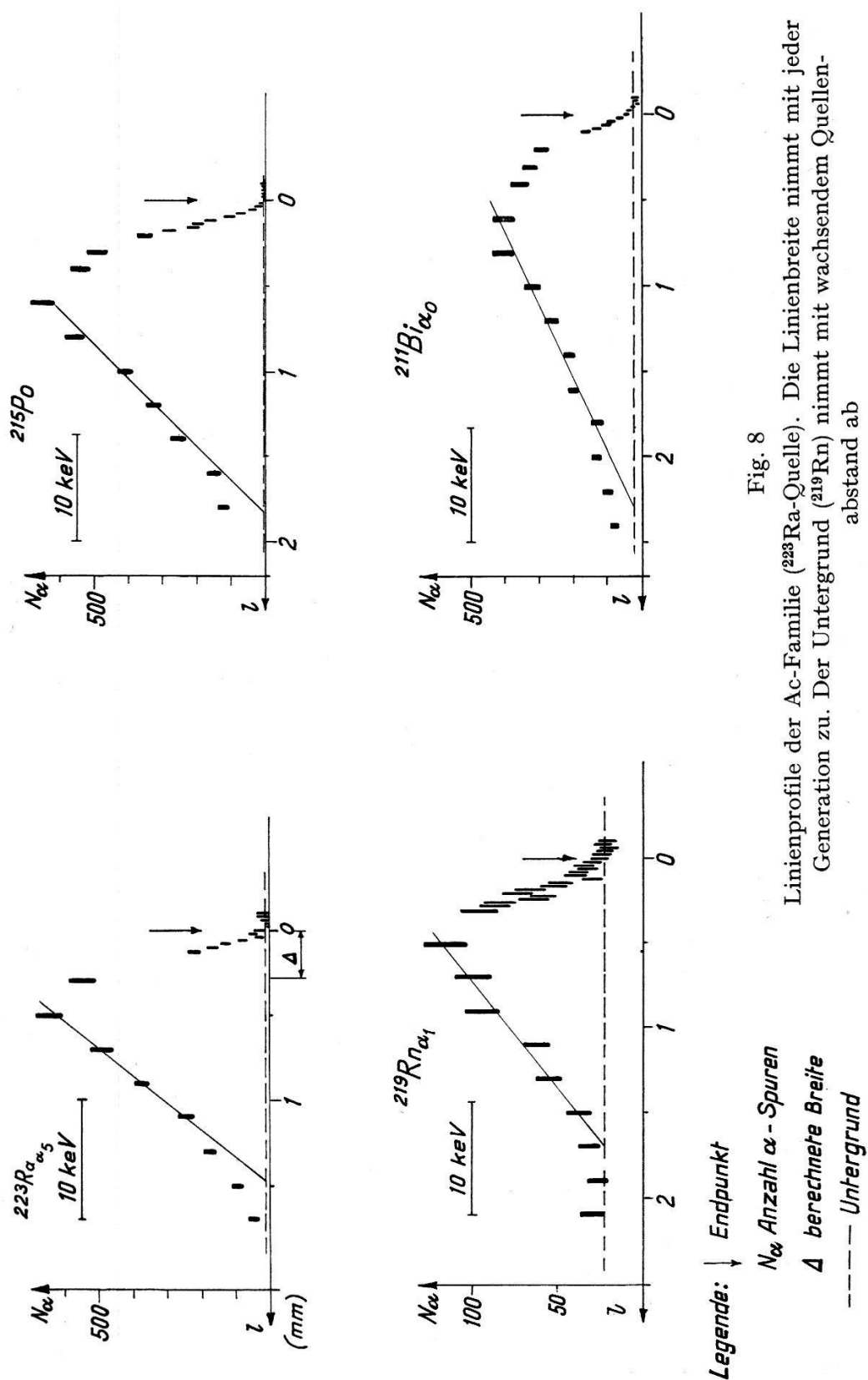


Fig. 8

Linienprofile der Ac-Familie ( $^{223}\text{Ra}$ -Quelle). Die Linienbreite nimmt mit jeder Generation zu. Der Untergrund ( $^{219}\text{Rn}$ ) nimmt mit wachsendem Quellenabstand ab

verwendet worden waren. Da ja die ThB + C-Quellen besonders dünn gemacht werden konnten, versuchten wir, eine solche auch als Unterlage

für die andern Quellen zu benützen. Man sollte erwarten, dass dann die Verschiebung der Po<sup>212</sup>-Linie eine obere Grenze für die Absorption in der darübergeschichteten Quelle wäre. Dieses Verfahren hat sich indessen nicht bewährt, und alle diese Quellen waren merklich weniger gut, unerwarteterweise vor allem die darübergeschichteten. Alle diese Aufnahmen wurden schliesslich nicht verwendet. Im Falle von Ra<sup>223</sup> gaben die Linien von Bi<sup>211</sup> eine gute Kontrolle. Sie waren zwar durch die Rückstösse stark verbreitert, aber keineswegs verschoben.

### 8. Berechnung der Resultate und Fehler

Die magnetische Steifigkeit  $H\rho$  wird ausser in Kilogauss · cm auch noch in Megahertz · cm angegeben, da es weit verbreitet ist, Magnetfelder durch die Resonanzfrequenz der Protonen zu messen.

Der Fehler der Längenmessung, d.h. in  $2\rho$ , ist bei allen dünnen Quellen der gleiche. Da das Magnetfeld überall gleich ist, betragen die Fehler von  $H\rho$

$$\Delta(H\rho) = [(\rho \Delta H)^2 + (H \Delta \rho)^2]^{1/2}.$$

Weil  $\Delta H$  sehr klein ist, bleibt  $\Delta(H\rho)$  nahezu konstant für alle  $\rho$ . Unsere Werte betragen  $H = 8545$  Gauss,  $\Delta(2\rho) = 0,0045$  cm,  $\Delta H = 0,2$  Gauss,  $\rho_{\max} = 50$  cm.  $\Delta(H\rho)_{\max} \approx 20$  Gauss · cm oder 85 kHz · cm.

Aus der magnetischen Steifigkeit  $H\rho$  berechnen wir ferner die Energie, vorerst ohne relativistische Korrektur:

$$E'_{\text{MeV}} = \frac{2F}{M} \cdot 10^{-14} (H_{\text{Gauss}} \rho_{\text{cm}})^2.$$

Hier bedeuten  $F = (9652,19 \pm 0,11) \text{ emE/Mol}, \quad (17)$

$$M = (4,002777 \pm 2) \text{ amE}. \quad (18)$$

Faraday und Masse des Alpha-Teilchens haben so kleine relative Fehler, dass wir setzen:

$$\Delta E'_{\text{MeV}} \approx E' \cdot 2 \frac{\Delta(H\rho)}{H\rho} = \frac{H}{331} \cdot 0,62 \text{ keV} \quad (\text{für Po}^{210}).$$

Aus  $E'$  berechnen wir die relativistische Korrektur und erhalten

$$E = 4,82275 \cdot 10^{-11} (H\rho)^2 \cdot (1 - 1,34150 \cdot 10^{-4} E' + 3,6 \cdot 10^{-8} E'^2 - \dots).$$

Mit diesen Zahlen ergeben sich schliesslich die folgenden Endresultate:

Tabelle 5

Substanz	$H \varrho$ (kGauss · cm)	$H' \varrho$ (MHz · cm)	$E$ (MeV)
Po <sup>210</sup>	331,774	1412,561	5,304 81 ± 0,000 62
Bi <sup>212</sup> α <sub>0</sub>	354,346	1508,665	6,050 60 66
α <sub>1</sub>	355,492	1513,545	6,089 77 66
Bi <sup>211</sup> α <sub>0</sub>	370,720	1578,380	6,622 19 69
α <sub>1</sub>	360,936	1536,720	6,277 52 68
Po <sup>214</sup>	399,442	1700,663	7,686 95 75
Po <sup>212</sup>	427,060	1818,254	8,785 40 80
	± 0,020	± 0,085	
Ra <sup>223</sup> α <sub>4</sub>	345,29	1470,11	5,745 5
α <sub>5</sub>	344,35	1466,11	5,714 3
α <sub>6</sub>	341,05	1452,05	5,605 3
α <sub>7</sub>	338,96	1443,18	5,537 1
Rn <sup>219</sup> α <sub>0</sub>	376,16	1601,52	6,817 6
α <sub>1</sub>	368,72	1569,85	6,550 9
α <sub>2</sub>	365,12	1554,55	6,423 9
Po <sup>215</sup>	391,49	1666,79	7,384 1
	± 0,028	± 0,12	± 0,001 0

In den angegebenen Fehlern sind alle zufälligen Messfehler berücksichtigt und als voneinander unabhängige «standard errors» behandelt. Man erkennt sofort, dass das Magnetfeld fast keinen Beitrag liefert, während die Länge des Spektrographen die relativ ungenaueste Teilmessung darstellt\*). Definition der Quelle und namentlich des Linienkopfes sind die nächstwichtigen Beiträge, während alles Weitere ganz in den Hintergrund tritt. Die Fehlerabschätzung und -Berechnung soll aber unsere Aufmerksamkeit nicht von den systematischen Fehlern ablenken, unter denen die Absorption in der Quelle selbst der weitaus wichtigste ist. Deswegen sind alle Resultate eher zu klein als zu gross. Doch dürfen wir, da die Quellen alle als sehr dünn erkannt wurden, annehmen, dass die Fehler infolge Selbstabsorption wahrscheinlich nur von der Grössenordnung der zufälligen Fehler sind. Es besteht daher kein Grund, die Fehlergrenzen zu erweitern.

Hingegen wurden die Fehler bei Ra<sup>223</sup> und dessen zwei Folgeprodukten entsprechend dem viel weniger steilen Linienkopf grösser veranschlagt.

Die in der Zusammenstellung von BRIGGS<sup>8)</sup> angegebenen Fehler sind dort wegen offensichtlicher systematischer Fehler bereits um 50% ver-

\*) Vgl. die Tabellen 2 und 3.

grössert. Weiter wären noch einige genaue Relativmessungen zu erwähnen, die aber bei BRIGGS berücksichtigt sind. Ferner können wir  $\text{Po}^{210}$  mit  $\text{Bi}^{211}$  vergleichen, wenn auch nur über Umwege (alle Angaben in keV):

	$\text{Po}^{210}$	$\text{Cm}^{244}$	$\text{Cm}^{242}$	$\text{Bi}^{211}\alpha_0$	Diff.
WHITE <i>et al.</i> <sup>6)</sup>	$5305,4 \pm 1,0$	$5802,5 \pm 2,0$ $5798 \pm 3$	$6110 \pm 3$ $6110 \pm 2$	$6617 \pm 2$	497,1 keV
ASARO <i>et al.</i> <sup>19)</sup>					312
PILGER <sup>20)</sup> . .					507
					$1316,1 \pm 3,6$
diese Arbeit .	$5304,81 \pm 0,62$			$6622,19 \pm 0,69$	$1317,38 \pm 0,93$

Schliesslich sei noch die von AGAPKIN und GOLDIN<sup>21)</sup> stammende Relativmessung von  $\text{Po}^{210}$  und  $\text{Ra}^{224}$  erwähnt. BRIGGS<sup>22)</sup> hat ThX relativ zu  $\text{Po}^{214}$  bestimmt. Aus diesen beiden Messungen folgt für die Differenz  $\text{Po}^{214}$ - $\text{Po}^{210}$ :  $(2382,6 \pm 1,9)$  keV. Die vorliegende Arbeit liefert dafür  $(2382,14 \pm 0,97)$  keV, was mit jenem gut übereinstimmt. Wir vermuten deshalb, dass die Energie von  $\text{Ra}^{224} \alpha_0$  auf  $(5688,4 \pm 1,1)$  keV zu erhöhen sein wird.

Bei den Isotopen mit Feinstruktur können wir die Differenzen in der Zerfallsenergie mit den entsprechenden Gamma-Energien vergleichen (in keV):

	Zerfalls-Energie	Gamma-Energie	Ref.
$\text{Bi}^{211}$	$(1 + 4/207) 344,67 = 351,33 \pm 0,34$ $39,92 \pm 0,24$	$350,7 \pm 0,1$	<sup>20)*)</sup>
$\text{Bi}^{212}$		39,854	<sup>23)</sup>
$\text{Rn}^{219}$		$271,45 \pm 0,1$	} <sup>20)*)</sup>
$\text{Ra}^{223} \alpha_4 - \alpha_5$ $\alpha_5 - \alpha_6$ $\alpha_6 - \alpha_7$	$401,1$	$400,7 \pm 0,1$	
	$31,8 \pm 0,5$	$31,85 \pm 0,08$	
	111,0	$111,25 \pm 0,08$	
	69,5	$68,55 \pm 0,07$	

Diese unabhängige Kontrolle gibt sehr befriedigende Übereinstimmung.

Es gibt noch eine Menge von Alpha-Linien, deren Energie relativ zu den in dieser Arbeit neu bestimmten Werten gemessen worden ist, und die nun ebenfalls um einige keV zu erhöhen wäre. Da dies aber einer Neuauflage des Artikels von BRIGGS<sup>8)</sup> gleichkäme und entschieden den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, sehen wir von solchen Berechnungen ab.

\*) Gewogene Mittelwerte nach einem Vorschlag von R. J. WALLEN (private Mitteilung).

Diese Arbeit wurde französischerseits durch eine «Bourse de Broglie du Commissariat à l'Energie Atomique» und von schweizerischer Seite durch einen namhaften Beitrag der Kommission für Atomwissenschaft ermöglicht. Ich spreche auch an dieser Stelle beiden Institutionen meinen aufrichtigen und herzlichen Dank aus.

Dem Direktor des «Laboratoire de l'Aimant Permanent du C.N.R.S.», dem unvergesslichen Herrn S. ROSENBLUM sowie seinem Nachfolger, Herrn M. VALADARES, bin ich zu allerherzlichstem Dank verpflichtet für die erwiesene Gastfreundschaft und die Erlaubnis, den neuen Magneten und die übrigen Installationen des Laboratoriums während des ganzen Aufenthaltes benützen zu dürfen sowie für alle gewährte Unterstützung und anregenden Diskussionen. Herr R. J. WALLEN hat mir unermüdlich seine hervorragende Sachkenntnis und aussergewöhnliche Geschicklichkeit für die Herstellung von Quellen zur Verfügung gestellt, die das gute Gelingen der Messungen entscheidend beeinflusst haben. Grossen Dank schulde ich ferner dem Werkstattchef, Herrn G. HILAIRE, dessen stete Hilfsbereitschaft und tadellose Arbeit viel zum praktisch störungsfreien Betrieb der Apparatur beigetragen haben.

### Literaturverzeichnis

- 1) S. ROSENBLUM, J. de phys. et le Radium 7, 438 (1930).
- 2) S. ROSENBLUM et G. DUPOUY, Comptes rendus de l'Ac. des Sc. 194, 1919 (1932); J. de phys. et le Radium 4, 262 (1933).
- 3) G. H. BRIGGS, Proc. Roy. Soc. (London) A 157, 183 (1936).
- 4) W. G. STURM and V. JOHNSON, Phys. Rev. 83, 542 (1951).
- 5) E. R. COLLINS, C. D. MCKENZIE, and C. A. RAMM, Proc. Roy. Soc. (London) A 216, 219 (1953).
- 6) F. A. WHITE, F. M. ROURKE, J. C. SHEFFIELD, R. P. SCHUMAN, and J. R. HUIZENGA, Phys. Rev. 109, 437 (1958).
- 7) G. C. HANNA in Exp. Nucl. Phys. III (Segrè ed.) Wiley, New York; Chapman & Hall, London (1959).
- 8) G. H. BRIGGS, Revs. Mod. Phys. 26, 1 (1954).
- 9) R. J. WALLEN et G. BASTIN, C. R. du congrès int. de phys. nucl. (Paris, juillet 1958), p. 909.
- 10) F. BUMILLER, Diss. Uni. Zürich (1955).
- 11) H. W. KNOEBEL and E. L. HAHN, Rev. Sc. Instr. 22, 904 (1951).
- 12) R. L. DRISCOLL and P. L. BENDER, Phys. Rev. L. 1, 413 (1958).
- 13) H. SLÄTIS, Nucl. Instr. 2, 332 (1958).
- 14) R. J. WALLEN, Journ. Rech. C. N. R. S. 30, 156 (1955).
- 15) G. E. OWEN, Rev. Sc. Instr. 20, 916 (1949).
- 16) E. RUTHERFORD, J. CHADWICK, and C. D. ELLIS, Radiations from Radioactive Substances – Camb. Univ. Press (1930).
- 17) E. R. COHEN, K. M. CROWE, and J. W. M. DUMOND, The Fundamental Constants of Physics, Intersc. Publ. Inc. New York (1957).

- <sup>18)</sup> J. MATTAUCH, L. WALDMANN, R. BIERI und F. EVERLING, *Z. f. Nat. f.* *11a*, 525 (1956).
- <sup>19)</sup> F. ASARO, S. G. THOMPSON, and I. PERLMAN, *Phys. Rev.* *92*, 694 (1953).
- <sup>20)</sup> R. C. PILGER, Thesis Univ. Calif. (1957).
- <sup>21)</sup> I. I. AGAPKIN and L. L. GOLDIN, *Izvest. Akad. Nauk. S.S.S.R., Ser. Fiz.* *21*, 909 (1957).
- <sup>22)</sup> G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc. (London) A* *139*, 638 (1933).
- <sup>23)</sup> Nat. Res. Counc., Nuclear Data Tabulations, Nat. Ac. of Sciences, Washington D. C. (1957).
- <sup>24)</sup> A. RYTZ, *Comptes rendus de l'Ac. des Sc.* *250*, 3156 (1960); *251*, 68 (1960); *Helv. Phys. Acta* *33*, 525 (1960).